

Анализ зависимости от температуры отношения интенсивностей пучков, прошедшего через делительную пластину из германия и отраженного от нее

Б.И.Васильев **, А.М.Величко *, А.В.Внуков *, **К.К.Мальцев ***, А.И.Никитин *, Т.Ф.Никитина *

Рассмотрены плоскопараллельные оптически прозрачные пластины, широко используемые для отвода части пучка с целью измерения его интенсивности или для создания опорного пучка в спектрометрах и лидарах. Показано, что отношение интенсивностей двух пучков не остается неизменным в течение всего процесса измерений. Обнаружены сильные температурные вариации отношения интенсивностей прошедшего и отраженного пучков при расщеплении излучения NH_3 -лазера ($\lambda \sim 13$ мкм) германиевой пластиной толщиной 2.7 мм с углом клина $\sim 1'$. Математический анализ, учитывающий не только происходящее с изменением температуры изменение разности хода двух лучей, один из которых совершает два прохода через пластину, но и клиновидность пластины, позволил объяснить результаты эксперимента.

Ключевые слова: деление световых пучков, германий, температура, интерференция.

1. Введение

Плоскопараллельные пластины из прозрачного материала давно и широко используются для расщепления световых пучков в голографии, в интерференционных приборах (например, в интерферометрах Жамена и Майкельсона), при измерениях интенсивности излучения, в спектроскопии (для измерения ослабления одного из двух образовавшихся в результате расщепления пучков за счет поглощения исследуемой средой), в лазерной технике (для отвода части мощности из резонатора лазера или для оптической накачки) [1]. В тех случаях, когда существенное влияние на результаты измерений оказывает интерференция света, отраженного от двух плоскостей пластины, на одну из поверхностей наносят просветляющее диэлектрическое покрытие. Другим способом ослабления влияния интерференции отраженных пучков может быть использование вместо плоскопараллельной пластины оптического клина с углом в несколько градусов.

Однако при проведении работ в широком спектральном диапазоне указанные способы оказываются неэффективными, т. к. создание просветляющего покрытия, неселективного по длинам волн, вызывает серьезные трудности, а клиновидная пластина начинает вести себя как оптическая призма. Кроме того, для лазеров с апертурой более 1 см при разумных размерах клиновидной пластины избежать хотя бы частичной интерференции лазерных пучков, как правило, не удается. В связи со сказанным обычной практикой при проведении оптических измерений в области длин волн больше 5 мкм является использование недорогих непросветленных, приблизительно плоскопараллельных пластин (с небольшим

клином) из хлористого натрия, бромистого калия или из полупроводников: германия, кремния, сульфида цинка и т. п. [2–4]. Среди этого набора материалов наиболее привлекательными кажутся полупроводниковые пластины благодаря их малой гигроскопичности.

2. Эксперимент

При проведении измерений поглощения ИК излучения различными газами мы выбрали в качестве делителя пучка германиевую полированную пластину толщиной 2.7 мм с углом клина $1'10''$. Излучение аммиачного лазера падало на пластину под углом 50° . Прошедший и отраженный пучки направлялись на два фотоприемника, расположенные на расстоянии 49 см от делительной пластины. В качестве фотоприемников использовались пироэлектрические приемники МГ-30Б, имеющие входное германиевое окно с просветляющим покрытием, чувствительный элемент размером 1×1 мм и интегральный усилитель с внешними электрическими корректирующими цепями. Характерная скорость нарастания выходного импульса регистрирующего устройства составляла порядка 0.15 В/мкс. Сигнал с фотоприемников при помощи 50-омных коаксиальных разъемов и кабелей подавался на вход двухлучевого цифрового осциллографа С9-8. При энергии импульса аммиачного лазера порядка 2–3 мДж амплитуда сигнала на выходе фотоприемника составляла от 2 до 3 В, а регистрируемая длительность импульса (на входе осциллографа) была равна 40–50 мкс на уровне 0.7.

Описанная простая оптическая система повела себя странным образом: иногда в течение дня по непонятной причине отношение сигналов с двух фотоприемников изменялось, причем в некоторых случаях в несколько раз. Сопоставив результаты многодневных измерений, мы пришли к предположению, что причиной наблюдаемых вариаций отношения сигналов могло быть изменение температуры в рабочем помещении. Для проверки этой гипотезы был проведен эксперимент, в котором темпе-

*Институт энергетических проблем химической физики РАН, Россия, 117829 Москва, Ленинский просп., 38, корп. 2

**Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

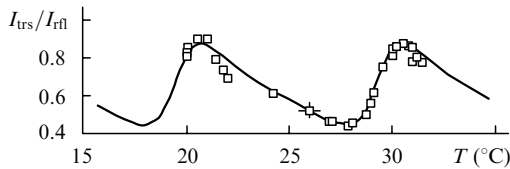


Рис.1. Зависимость от температуры отношения интенсивностей $I_{\text{трс}}/I_{\text{тп}}$ прошедшего через германиевую пластину толщиной 2.7 мм с углом клина $1'10''$ и отраженного от нее пучков. Точки – результаты измерений, кривая – результат расчета.

ратура рабочей зоны увеличивалась с помощью электрообогревателей. Температура измерялась ртутными термометрами, расположенными на элементах оптической системы. На рис.1 (точки) приведены результаты измерения отношения интенсивностей сигналов при изменении температуры германиевой пластины от 20 до 32 °С. Можно заметить, что зависимость имеет периодический характер (период – около 10 °С), а отношение интенсивностей сигналов меняется от 0.4 до 0.9.

3. Теоретический анализ интерференции пучков на клиновидной пластине

Для выявления механизма, приводящего к наблюдаемому изменению отношения интенсивностей двух пучков с изменением температуры делительной пластинки, было осуществлено моделирование эксперимента в плоско-волновом приближении, которое в данном случае вполне оправданно, поскольку выполняются условия [5]

$$\lambda \ll a_0, \quad \lambda d \ll a_0^2,$$

где λ – длина волны; a_0 – эффективная ширина пучка; d – толщина делительной пластинки. Наиболее вероятным объяснением полученного эффекта является смещение интерференционных полос при изменении температуры. В связи с этим сначала рассмотрим, как выглядит интерференционная картина для основного и опорного пучков излучения.

На рис.2,а представлена схема хода лучей для отраженного пучка. На пластинку из германия (толщина $d(0) = 2.7$ мм, угол клина $\varphi = 1'10''$) под углом $\alpha = 50^\circ$ падает плоскопараллельный пучок излучения. Пусть луч, попадающий в «нулевую» точку приемника и обозначенный сплошной линией, – центральный луч этого пучка (будем далее называть его «сплошной луч»). Отразившись от передней грани германиевой пластинки, этот луч попадает на чувствительный элемент приемника оптического излучения. Однако в ту же самую точку приемника попадает еще один луч (обозначен штриховой линией), который отражается от задней грани делительной пластинки. Интенсивность сигнала в указанной нулевой точке можно найти, определив разность длин оптических путей этих двух лучей $\delta(0)$. Отметим, что при расчетах не учитывалось изменение толщины пластинки с температурой, поскольку влияние этого изменения на полученные результаты мало по сравнению с влиянием рассматриваемого механизма. Кроме того, мы пренебрегли вторым отражением пучка от задней грани делительной пластинки, во-первых, из-за его относительно малой интенсивности, а во-вторых, из-за того, что влияние второго отражения, в принципе, можно уменьшить, поставив на пути падающего пучка диафрагму.

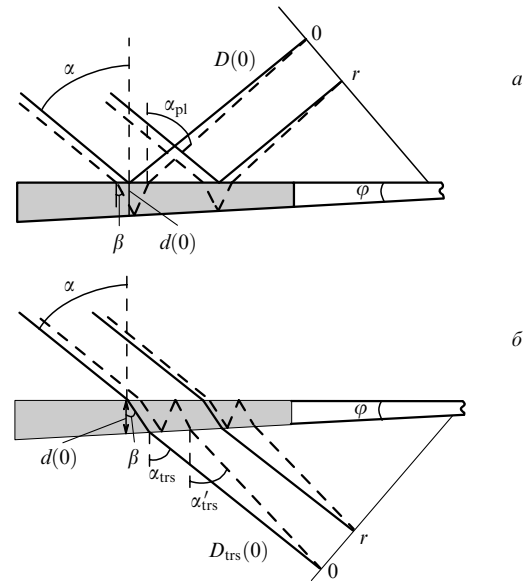


Рис.2. Схемы хода лучей, отраженных от клиновидной пластины (а) и прошедших через нее (б):

φ – угол клина пластины; $d(0)$ – толщина пластины в месте падения основного луча; $D(0)$ – расстояние от пластины до фотоприемника; α – угол падения луча; β – угол преломления луча; $\alpha_{\text{пл}}$ – угол выхода луча, отраженного от нижней грани пластины; r – смещение точки наблюдения в плоскости фотоприемника; $\alpha_{\text{трс}}$ – угол выхода из пластины основного луча; $\alpha'_{\text{трс}}$ – угол выхода из пластины луча, дважды отраженного от ее граней; $D_{\text{трс}}(0)$ – расстояние от точки выхода основного луча до фотоприемника.

Из-за наличия клина у делительной пластинки в плоскости приемника оптического излучения (при расчетах будем считать, что она перпендикулярна сплошному лучу) должна наблюдаться интерференционная картина, возникающая из-за того, что разность хода двух лучей, приходящих в одну и ту же точку приемника, будет различной для разных точек приемника. Для понимания того, что представляет собой интерференционная картина в плоскости приемника, наиболее важным является не абсолютное значение разности хода $\delta(r)$ в точке, расположенной на расстоянии r от нулевой точки приемника, а то, насколько различаются разности хода лучей для двух точек. Можно показать, что в нашем случае изменение разности хода $\Delta\delta(r) = \delta(r) - \delta(0)$ пропорционально расстоянию r между двумя точками приемника. Расчет с использованием экспериментальных значений α , φ и показателя преломления германия $n(T)$ при температуре T показал, что при смещении от нулевой точки в плоскости чувствительного элемента приемника на 1 мм разность хода изменяется на 4.11 мкм, что составляет примерно 1/3 длины волны излучения аммиачного лазера.

Поскольку $\delta(0)$ и $\delta(r)$ зависят от показателя преломления $n(T)$, при изменении температуры будет также изменяться разность хода и одновременно будут смещаться интерференционные полосы. Нам не удалось найти в литературе данных о температурном коэффициенте показателя преломления германия $n_T \equiv (1/n)(dn/dT)$ в области генерации аммиачного лазера. Экстраполяция приведенной в [4] зависимости n_T от длины волны λ в область длин волн $\sim 11-13$ мкм позволяет предположить, что в этой области $n_T \approx 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Можно показать, что при изменении температуры на 1 °С разность хода между двумя лучами в нулевой точке приемника изменится на 2.2 мкм.

Подобным же образом можно проанализировать, что происходит с пучком, прошедшим через делительную пластинку. И в этом случае в точку наблюдения приходят два луча (сплошной и штриховой): один – напрямую, а другой – после двух дополнительных отражений от задней и передней граней пластинки (см. рис.2,б). Интенсивность сигнала в точке наблюдения зависит от разности хода двух лучей. Как и в случае отраженного пучка, нас больше интересует не абсолютное значение разности хода в какой-либо точке, а то, насколько она изменяется при смещении точки наблюдения в плоскости приемника на расстояние r . Расчет разности хода лучей с учетом экспериментальных значений α , φ и $n(T)$ показал, что при смещении на расстояние $r = 1$ мм разность хода меняется на 4.13 мкм, что составляет примерно 1/3 длины волны излучения аммиачного лазера. Как и для отраженного пучка, было найдено изменение разности хода в нулевой точке приемника при увеличении температуры на 1°C , которое оказалось равным 2.2 мкм. Полученные результаты приводят к выводу о том, что разность фаз между двумя лучами, сходящимися в точке наблюдения, меняется практически одинаково для отраженного и прошедшего пучков как при смещении точки наблюдения в плоскости приемников, так и при изменении температуры.

Контраст интерференционных полос можно оценить, определив отношение минимальной и максимальной интенсивностей I^{\min}/I^{\max} для каждого из пучков (отраженного и прошедшего) в отдельности. Воспользовавшись выражением для коэффициента отражения света от грани пластинки [6] и учтя при этом, что в наших экспериментах волна, падающая на делительную пластинку, поляризована перпендикулярно плоскости падения, находим для каждого пучка отношение интенсивностей двух лучей, сходящихся в точке наблюдения: $I_{\text{rfl}}^{\text{pl}}/I_{\text{rfl}}^{\text{dir}} = 0.23$ и $I_{\text{trs}}^{\text{pl}}/I_{\text{trs}}^{\text{dir}} = 0.27$. Здесь $I_{\text{rfl}}^{\text{dir}}$ – интенсивность излучения, отраженного от передней грани делительной пластинки; $I_{\text{rfl}}^{\text{pl}}$ – интенсивность излучения, совершившего два дополнительных прохода через делительную пластинку и отражившегося при этом от ее задней грани; $I_{\text{trs}}^{\text{dir}}$ – интенсивность излучения, напрямую прошедшего через пластинку; $I_{\text{trs}}^{\text{pl}}$ – интенсивность излучения, прошедшего через пластинку и испытавшего два дополнительных отражения от ее внутренних граней. В нашем случае для отношения суммарных минимальной и максимальной интенсивностей при интерференции двух волн получаем следующие величины: $I_{\text{rfl}}^{\min}/I_{\text{rfl}}^{\max} = 0.12$ и $I_{\text{trs}}^{\min}/I_{\text{trs}}^{\max} = 0.10$.

Действуя указанным образом, мы смогли оценить контраст интерференционных картин отдельно для отраженного и прошедшего пучков. Однако на практике обычно не наблюдается каждая интерференционная картина в отдельности, а измеряется отношение $I_{\text{trs}}/I_{\text{rfl}}$. Если бы чувствительные элементы фотоприемников имели точечные размеры, то при изменении температуры значения I_{trs} и I_{rfl} в точках измерения периодически изменялись бы в пределах от I_{trs}^{\min} до I_{trs}^{\max} и от I_{rfl}^{\min} до I_{rfl}^{\max} соответственно. Отношение интенсивностей $I_{\text{trs}}/I_{\text{rfl}}$ также периодически изменялось бы в пределах от $(I_{\text{trs}}/I_{\text{rfl}})^{\min}$ до $(I_{\text{trs}}/I_{\text{rfl}})^{\max}$. Отношение

$$\left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\min} / \left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\max}$$

можно оценить, если учесть, что

$$\left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\min} \geq \frac{I_{\text{trs}}^{\min}}{I_{\text{rfl}}^{\max}}, \quad \left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\max} \leq \frac{I_{\text{trs}}^{\max}}{I_{\text{rfl}}^{\min}}.$$

Отсюда находим

$$\left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\min} / \left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\max} \geq \frac{I_{\text{trs}}^{\min}}{I_{\text{rfl}}^{\max}} / \frac{I_{\text{trs}}^{\max}}{I_{\text{rfl}}^{\min}} = \frac{I_{\text{trs}}^{\min}}{I_{\text{trs}}^{\max}} \frac{I_{\text{rfl}}^{\min}}{I_{\text{rfl}}^{\max}}.$$

С другой стороны, это отношение не может быть больше единицы. Подставляя сюда найденные выше значения отношений $I_{\text{trs}}^{\min}/I_{\text{trs}}^{\max}$ и $I_{\text{rfl}}^{\min}/I_{\text{rfl}}^{\max}$, получаем

$$0.012 \leq \left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\min} / \left(\frac{I_{\text{trs}}}{I_{\text{rfl}}}\right)^{\max} \leq 1.$$

На самом деле чувствительные элементы фотоприемников имеют конечные размеры, причем интенсивность падающего на них излучения сильно меняется в пределах площадки чувствительного элемента. Вследствие этого мы измеряем некую усредненную по площади приемника интенсивность \bar{I} . Оценим, к чему приводит учет конечных размеров чувствительных элементов. Суммарную интенсивность двух интерферирующих волн с амплитудами a_1 и a_2 можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} I \sim A^2 &= a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos\left(2\pi \frac{\delta}{\lambda}\right) \\ &= (a_1 - a_2)^2 + 4a_1a_2 \cos^2\left(\pi \frac{\delta}{\lambda}\right). \end{aligned} \quad (1)$$

Выше мы показали, что в нашем случае при смещении точки наблюдения в плоскости приемника на расстояние r разность хода изменяется пропорционально r . Предположим, что и при изменении температуры разность хода изменяется пропорционально изменению температуры, т. е. мы можем представить ее в виде

$$\delta(r, \Delta T) = \delta_0 + k_r r + k_T \Delta T,$$

где k_r и k_T – коэффициенты пропорциональности; δ_0 – разность хода в нулевой точке фотоприемника при начальной температуре ($\Delta T = 0$). Тогда мы можем найти интенсивность, усредненную по площади фотоприемника, которая будет зависеть от температуры:

$$\begin{aligned} \bar{I}(\Delta T) &= (r_2 - r_1)^{-1} \int_{r_1}^{r_2} I(r, \Delta T) dr = (a_1 - a_2)^2 \\ &+ \frac{4a_1a_2}{r_{\text{rec}}} \int_{r_1}^{r_2} \cos^2\left[\frac{\pi}{\lambda}(\delta_0 + k_r r + k_T \Delta T)\right] dr, \end{aligned} \quad (2)$$

где r_1 и r_2 – границы чувствительного элемента фотоприемника; r_{rec} – его характерный размер. Взяв интеграл, получим

$$\begin{aligned} \bar{I} &= (a_1 - a_2)^2 + 2a_1a_2 \left\{ 1 + \frac{\lambda}{\pi k_r r_{\text{rec}}} \sin\left(\frac{\pi k_r r_{\text{rec}}}{\lambda}\right) \right. \\ &\times \left. \cos\left[\frac{\pi}{\lambda}(2\delta_0 + 2k_T \Delta T + 2k_r r_1 + k_r r_{\text{rec}})\right] \right\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Отсюда видно, что при изменении температуры интенсивность \bar{I} будет, как и в случае точечных приемников, испытывать периодические колебания. При этом

$$\bar{I}^{\max} = (a_1 - a_2)^2 + 2a_1a_2 \left[1 + \frac{\lambda}{\pi k_r r_{\text{rec}}} \sin \left(\frac{\pi k_r r_{\text{rec}}}{\lambda} \right) \right], \quad (4)$$

$$\bar{I}^{\min} = (a_1 - a_2)^2 + 2a_1a_2 \left[1 - \frac{\lambda}{\pi k_r r_{\text{rec}}} \sin \left(\frac{\pi k_r r_{\text{rec}}}{\lambda} \right) \right]. \quad (5)$$

Выражения (3)–(5) применимы как для пучка, отраженного от делительной пластины, так и для пучка, прошедшего через нее. Пользуясь теми же рассуждениями, что и для случая точечных приемников, можно сделать оценку отношения $(\bar{I}_{\text{trs}}/\bar{I}_{\text{rfl}})^{\min}/(\bar{I}_{\text{trs}}/\bar{I}_{\text{rfl}})^{\max}$:

$$\left(\frac{\bar{I}_{\text{trs}}}{\bar{I}_{\text{rfl}}} \right)^{\min} / \left(\frac{\bar{I}_{\text{trs}}}{\bar{I}_{\text{rfl}}} \right)^{\max} \geq \frac{\bar{I}_{\text{trs}}^{\min}}{\bar{I}_{\text{trs}}^{\max}} \frac{\bar{I}_{\text{rfl}}^{\min}}{\bar{I}_{\text{rfl}}^{\max}}.$$

С другой стороны, это отношение не может быть больше единицы. При численной оценке будем считать, что для обоих пучков одинаковы как величины k_r и k_T (при этом $k_r r_{\text{rec}}/\lambda = 1/3$), так и отношение $a_2/a_1 = 0.5$. Тогда получаем

$$0.041 \leq \left(\frac{\bar{I}_{\text{trs}}}{\bar{I}_{\text{rfl}}} \right)^{\min} / \left(\frac{\bar{I}_{\text{trs}}}{\bar{I}_{\text{rfl}}} \right)^{\max} \leq 1.$$

Видно, что учет конечных размеров чувствительных элементов фотоприемников привел к увеличению нижнего предела разброса указанного отношения интенсивностей двух пучков, чего и следовало ожидать.

Таким образом, мы приходим к выводу, что, во-первых, амплитуда колебаний отношения сигналов двух фотоприемников, связанная с изменением температуры делительной пластины, существенно зависит от положения фотоприемников в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучков, и, во-вторых, эта амплитуда может измениться в несколько раз при незначительном (~ 1 мм) смещении фотоприемника в данной плоскости. Колебания отношения интенсивностей сигналов показаны кривой на рис.1, построенной с помощью формулы (3), которая использовалась для описания пучка, прошедшего через пластину, и пучка, отраженного от нее. Согласие теоретической кривой с результатами измерений (точки на рис.1) было получено подбором коэффициента k_T и параметра $\delta_0 + k_r r_1$, характеризующего смещение фотоприемников относительно друг друга. Из экспериментальных данных видно, что период $\Delta T_{2\pi}$ колебаний температуры составляет около 10°C . Поскольку в (3) изменения аргумента косинуса с температурой происходят из-за члена $2k_T \Delta T \pi/\lambda$, из условия $2k_T \Delta T_{2\pi} \pi \times \lambda^{-1} = 2\pi$ находим $k_T = \lambda/\Delta T_{2\pi} = 1.25 \times 10^{-5}$ м/10 К = 1.25×10^{-6} м/К. Зная k_T , можно оценить температурный коэффициент показателя преломления германия n_T . Действительно, предположив, что основной вклад в изменение разности хода вносят два дополнительных прохода луча через пластинку, мы можем найти это изменение из соотношения

$$\delta(T + \Delta T) - \delta(T) \approx [n(T + \Delta T) - n(T)] \frac{2d(0)}{\cos \beta} =$$

$$= n(T) n_T \Delta T \frac{2d(0)}{\cos \beta} \equiv k_T \Delta T.$$

Отсюда легко определить температурный коэффициент показателя преломления $n_T = k_T \cos \beta/[n(T)2d(0)]$. Подставив в это выражение $k_T = 1.25 \times 10^{-6}$ м/К, $\cos \beta = 0.98$, $n(T) = 4$ и $d(0) = 2.7 \times 10^{-3}$ м, находим $n_T \approx 5.7 \times 10^{-5}$ К $^{-1}$. Это значение оказывается несколько ниже полученного экстраполяцией данных [4], но согласуется с ним по порядку величины. Как уже отмечалось, амплитуда осцилляций отношения сигналов существенным образом зависит от взаимной установки фотоприемников, характеризуемой в формуле (3) параметром r_1 . Наилучшее согласие теоретической кривой на рис.1 с экспериментальными результатами получено при разности параметров r_1 для прошедшего и отраженного лучей, равной 0.19 мм.

Аналогичные опыты мы также провели с использованием в качестве делительной пластинки плоскопараллельной пластинки из хлористого натрия. В этом случае отношение интенсивностей прошедшего и отраженного пучков при изменении температуры на 10°C в пределах погрешности эксперимента оставалось неизменным. Это можно объяснить либо хорошей параллельностью граней пластинки (расчет показывает, что в случае $\varphi = 0$ при смещении в плоскости приемника разность хода лучей не изменится), либо тем, что температурный коэффициент показателя преломления хлористого натрия почти на порядок меньше такого же коэффициента у германия.

4. Выводы

Результаты работы демонстрируют, насколько важно при проведении долговременных оптических измерений учитывать такие, на первый взгляд, несущественные параметры, как температура элементов системы, клиновидность делительных пластин и температурные коэффициенты показателей преломления оптических материалов. Для сведения к минимуму влияния температуры на воспроизводимость результатов следует стремиться работать с материалами, имеющими малый температурный коэффициент показателя преломления, и использовать термостаты. Естественно, при этом существенно возрастает стоимость оборудования. В поисках компромисса экспериментатор может выбирать более простые и дешевые оптические элементы и системы, помня о необходимости учета эффектов, описанных в настоящей статье.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 00-15-97291).

1. Ландсберг Г.С. *Оптика* (М.: Наука, 1976, с. 68, 131).
2. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. *Техника и практика спектроскопии* (М.: Наука, 1976, с. 109).
3. Крылов К.И., Прокопенко В.Т., Митрофанов А.С. *Применение лазеров в машиностроении и приборостроении* (Л.: Машиностроение, 1978, с. 91).
4. Воронкова Е.М., Гречушников Б.Н., Дистлер Г.И., Петров И.П. *Оптические материалы для инфракрасной техники* (М.: Наука, 1965, с. 55, 216).
5. Хапалюк А.П., Бельский А.М. В кн.: *Квантовая электроника и лазерная спектроскопия* (Минск: Наука и техника, 1974, с. 469).
6. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. *Фейнмановские лекции по физике* (М.: Мир, т. 3, с. 131).